Über Größe und Temperatur des negativen Lichtbogenkraters.

HABILITATIONSSCHRIFT

ZUR

ERLANGUNG DER VENIA DOCENDI

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER UNIVERSITÄT JENA

VORGELEGT VON

DR. MAX REICH.

LEIPZIG
DRUCK VON AUGUST PRIES
1905.

1. Die bisherigen Temperatur- und Strahlungsmessungen am Lichtbogen beschäftigen sich in weit überwiegender Zahl mit dem positiven Krater, der hellleuchtenden Ansatzstelle des Flammenbogens an der positiven Elektrode. Der Grund liegt darin, daß dieser in den gewöhnlichen Fällen der größere und heißere der beiden Krater ist. Ein besonderes Interesse hat der positive Krater auch deshalb stets beansprucht, weil er überhaupt die höchste Temperatur besitzt, auf die wir einen festen Körper erhitzen können, weil er also von allen Temperaturstrahlern die physikalisch ökonomischste Lichtquelle darstellt. Der negative Krater beginnt erst in den Vordergrund des Interesses zu treten, seit die Ionentheorie der Elektrizitätsleitung in Gasen sich auch des Lichtbogenphänomens bemächtigt und Klarheit in diese Erscheinung gebracht hat. Die Anwendung dieser Theorie auf den Lichtbogen[1]) führte dazu, gerade dem negativen Krater für das Lichtbogenphänomen eine bestimmende Rolle zuzuteilen.

2. Im Lichtbogen haben wir eine Strömung der Elektrizität von Elektrode zu Elektrode durch das dazwischen befindliche Gas. Dieses befindet sich also im Zustande der Leitung, den wir uns durch eine Ionisation veranschaulichen: Die Moleküle der Gasstrecke sind zum Teil gespalten in positive und negative Ionen. Dieser Zustand der Ionisation muß vom Lichtbogen selbst dauernd

1) J. Stark, Elektrizität in Gasen. 1902.

aufrecht erhalten werden, die verschwindenden Ionen müssen dauernd ersetzt werden. Das geschieht nach der Elektronentheorie des Lichtbogens in folgender Weise:

Ein weißglühender, wie der negative Lichtbogenkrater, negativ geladener Körper strahlt negative Elektronen in das ihn umgebende Gas aus.[1]) Diese Elektronen werden sich unter dem Einfluß der elektrostatischen Kräfte mit steigender Geschwindigkeit bewegen, und bei ihrem schließlichen Aufprall auf neutrale Moleküle oder positive Ionen eine um so größere Geschwindigkeit besitzen, je größer die „freie Weglänge" war, d. i. die Strecke, die sie unberührt zurücklegen konnten, und je größer die elektrostatischen Kräfte sind. Bei genügend großer Geschwindigkeit werden die Elektronen bei ihrem Aufprall neutrale Moleküle in positive und negative Ionen zu zerspalten vermögen, sie werden das Gas durch „Ionenstoß" ionisieren. Die entstehenden positiven Ionen werden durch die elektrostatischen Kräfte an die Kathode getrieben und dort durch ihren Aufprall die hohe Temperatur aufrecht erhalten. Ist diese, wie es beim Lichtbogen in der Regel der Fall ist, die Verdampfungstemperatur des Elektrodenmaterials, so wird dieser Dampf ganz oder zum Teil Träger der Entladung. Unter Umständen wird auch die Anode, manchmal sogar stärker als die Kathode, verdampfen, und den Raum zwischen den Elektroden mit ihrem Gas erfüllen; in jedem Falle ist es beim Lichtbogen ionisiertes, verdampftes Elektrodengas, was die Leitung vermittelt, im Gegensatz zum Glimmstrom, bei welchem das die Elektroden umgebende Gas diese Rolle übernimmt. Die aus dem Kathodenkrater tretenden Elektronen, also auch die hohe Temperatur desselben, sind für das Bestehen des Licht-

1) Ausführliche Literaturangaben finden sich z. B. bei O. W. Richardson, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik, I, 300, 1904.

bogens unerläßlich. Für die Größe des den Lichtbogen durchfließenden Stromes wird außerdem noch die Größe der Kraterfläche bestimmend sein.

Nachfolgende Untersuchungen beschäftigen sich hauptsächlich mit den Fragen:

a) Wie hoch ist die Temperatur und wie groß ist die Fläche des Kraters bei verschiedenen Stromstärken und Spannungen im stationär brennenden Bogen?

b) Wie verhalten sich diese Größen, wenn Stromstärken und Spannungen schnellen Variationen unterworfen werden, besonders wenn der Strom zeitweise ganz unterbrochen wird?

c) Was üben diese Variationen für Einfluß auf den Bogen und den positiven Krater aus?

Schließlich wird versucht, von den gewonnenen Ergebnissen auf Grund der Ionentheorie Rechenschaft zu geben.

3. Da bei Bestimmungen so hoher Temperaturen, wie sie im Lichtbogen auftreten, die gebräuchlichen Mittel, wie Thermoelemente etc. naturgemäß versagen, hat man verschiedene andere Methoden versucht, die sich prinzipiell einteilen lassen in Bestimmungen durch Kalorimetrierungen und durch Messungen von Strahlungsintensitäten.

Die erstere Methode, nach welcher Violle[1]) eine Reihe von Messungen ausführte, besteht darin, daß die Spitze der Kohle, die eingefeilt war, während des Brennens durch einen kurzen Schlag in ein Wasserkalorimeter geworfen werden konnte, mit welchem man aus der spezifischen Wärme der Kohle die Temperatur ermitteln konnte. Violle fand damit den Satz, daß die Kratertemperatur bei der positiven Kohle unabhängig ist von der Stromstärke und Bogenlänge. Die von Violle ermittelten Werte sind in Tabelle I enthalten (S. 8).

Die zweite Methode wurde in der verschiedensten

1) Violle, The Electrician 1892, S. 460; 1894, S. 238.

Weise gehandhabt. Als erster versuchte E. Becquerel[1]) 1860 und 1863 die Temperatur des Bogens zu bestimmen, indem er die Intensität des vom Bogen ausgestrahlten roten Lichtes photometrisch verglich mit der von einem erhitzten Platin-Palladium-Thermoelemente ausgestrahlten. Durch Messungen bekannter Temperaturen stellte er eine Formel auf, nach der er für den Lichtbogen extrapolieren konnte. Rosetti[2]) stellte am positiven Krater ähnliche Versuche an, nur beobachtete er statt mit sichtbaren, mit Wärmestrahlen und mit einer Thermosäule. In ähnlicher Weise beobachteten auch Dewar[3]), Crova[4]), Wilson und Gray[5]), Abney und Festing[6]) und andere. Nachdem dann in neuerer Zeit auf Grund der Forschungen von Stefan, Boltzmann, Kirchhoff, Wien, Planck, Lummer, Pringsheim die Strahlungsgesetze, d. h. die Abhängigkeiten zwischen Strahlungsintensität, Temperatur, Wellenlänge, Beschaffenheit der Körper usw. exakte Formen angenommen haben, sind auf Grund dieser Gesetze die Bestimmungen mehrfach wiederholt worden.

Lummer und Pringsheim[7]) und Very[8]) benutzten das Wiensche Verschiebungsgesetz: „Das Produkt aus der absoluten Temperatur und der Wellenlänge, bei welcher die Energie ihr Maximum hat, ist konstant.“

Eine andere Methode stützt sich auf das von M. Planck aufgestellte Energieverteilungsgesetz:

$$J = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

---

1) E. Becquerel, Ann. de chim. et phys. (3) 68, 49, 1863.

2) Rosetti, Lumière Electr. 1, 235, 1879.

3) Dewar, Proc. Roy. Soc. 30, 25, 1880.

4) Crova, Ann. de chim. et phys. (5) 19, 472, 1880.

5) Wilson u. Gray, Proc. Roy. Soc. 58, 24, 1895.

6) Abney u. Festing, Proc. Roy. Soc. 35, 328. 1883.

7) Lummer u. Pringsheim, Verhandl. d. deutsch. phys. Ges. 1, 23, 215, 1899; 2, 1, 163, 1900; 3, 6, 1901.

8) Very, Astrophysical Journal 10, 208, 1899.

worin J Strahlungsintensität, λ Wellenlänge, T absolute Temperatur, e Basis der natürlichen Logarithmen, c_1 und c_2 Konstante sind. Eine für die meisten Fälle ausreichende Genauigkeit hat dieses Gesetz in der ursprünglichen Wienschen Form:

$$J = \frac{c_1 \lambda^{5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}};$$

bei bestimmter Wellenlänge, also λ = konstant lautet es demnach

$$J = A \cdot e^{-\frac{B}{T}}, \quad \overset{e}{\log} J = C \cdot \left(\frac{1}{T}\right) + D.$$

Für eine bestimmte Wellenlänge ist die reziproke absolute Temperatur linear abhängig vom natürlichen Logarithmus der Strahlungsintensität. (Gesetz der isochromatischen Kurven.)

Fery[1]), Le Chatelier[2]), Holborn-Kurlbaum[3]) und Wanner[4]) arbeiteten nach diesem Gesetz, letztere drei mit Hilfe besonderer von ihnen konstruierter Apparate, der „Pyrometer“, welche die Temperaturbestimmung einfach und bequem vornehmen lassen. Waidner und Burgeß[5]) haben besonders eingehende Messungen mit diesen 3 Pyrometern vorgenommen, und während die meisten anderen Beobachter die Kratertemperatur unabhängig von der Stromstärke gefunden haben, fanden diese eine, wenn auch geringe Zunahme mit wachsender Stromstärke; bei Stromerhöhung von 15 auf 30 Amp. stieg die Temperatur von 3690 auf 3760 bezw. 3780°.

---

1) Fery, Compt. rend. **134**, 977, 1201, 1902.
2) Le Chatelier, Journal d. phys. (3) **1**, 185, 1892.
3) Holborn u. Kurlbaum, Ann. d. Phys. **10**, 225, 1902.
4) Wanner, Ann. d. Phys. **2**, 141, 1900.
5) Waidner u. Burgeß, Bulletin of the Bureau of Standards **1**, 109, 1904.

Tabelle I.

Beobachter	T. absolut Posit. Krater	Negat.
Violle	3780	2970
Rosetti	4170	3320
Dewar	ca. 6000	
Crova	3300	
Wilson u. Gray	3570	2670
Abney u. Festing	ca. 6000	
Lummer u. Pringsheim	3750—4200	
Very	3600—4100	
Fery	3760—4150	
Le Chatelier	4370	
Wanner	3700—3900	
Waidner u. Burgeß	3680—3720	

Temperaturbestimmungen mit Hilfe des Pyrometers haben den prinzipiellen Nachteil, daß sie die Temperatur nur unter der Voraussetzung richtig angeben, daß der beobachtete Körper wie ein idealer schwarzer Körper strahlt. Die Strahlung des Kohlekraters dürfte indes dieser Strahlung sehr nahe kommen, so daß der Fehler jedenfalls nicht sehr beträchtlich ist.

4. Prinzip der Messungen: In nachfolgenden Untersuchungen wird beim stationär brennenden Flammenbogen zur Temperaturbestimmung das Wannersche Pyrometer benutzt mit einigen Abänderungen, welche unten näher erläutert werden. Zur Bestimmung der Kratergröße dient ein Fernrohr mit Mikrometerteilung im Okular. Zur Temperatur- und Größenbestimmung des Kraters bei variabler Stromstärke — gemeint sei hier und in den folgenden Kapiteln, wenn nicht besonders bemerkt, unter Krater stets der negative — diente eine photographische Methode: Der Krater wurde in den einzelnen Phasen, die er bei den Stromschwankungen im Lichtbogen durchläuft, gewissermaßen kinematogra-

phisch aufgenommen; seine jeweilige Größe ließ sich dann direkt mit Hilfe einer Teilmaschine ausmessen; die Temperatur wurde aus dem jeweiligen Grade der Schwärzung der Platte photometrisch gemessen, wobei durch besondere, später näher erläuterte Methoden das Verhältnis der Schwärzung zur Temperatur bestimmt werden mußte.

Die zugehörigen Strom- und Spannungskurven des Lichtbogens wurden gleichzeitig in einem Duddellschen Hochfrequenz-Oszillographen aufgenommen.

5. Die von mir verwendete Lampe war eine Gleichstromflammenbogenlampe mit Differentialregulierung von Körting und Mathießen, an welcher folgende Abänderungen getroffen wurden: Die untere Kohle wurde in horizontalem Schlitten geführt, auf den in geeigneter Weise die Regulierung übertragen wurde. Durch einen Schalter konnte nach Belieben die ganze Reguliervorrichtung ausgeschaltet werden, um bestimmte Bogenlängen einstellen und auch Wechselstrom verwenden zu können. Durch einen Magneten mit variablem Nebenschluß wurde der Krater auf die Spitze der horizontalen Kohle gebannt. Die verwendeten Kohlen sind von Gebr. Siemens, Charlottenburg, bezogene Homogenkohlen, Marke A, von 5—7 mm Durchmesser.

6. Die Konstruktion des Pyrometers nach Wanner[1]) basiert, wie erwähnt, auf dem Wienschen Gesetze

$$J = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

Das Verhältnis der Lichtintensitäten zweier Körper, die sich auf den Temperaturen T und T_1 befinden, bei der Wellenlänge λ ist demnach:

$$\frac{J}{J_1} = e^{-\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_1}\right)}$$

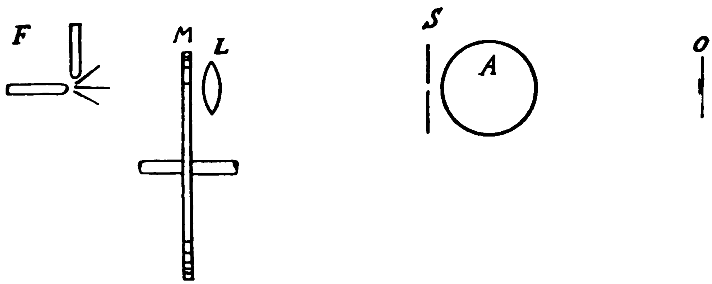
$$\log \frac{J}{J_1} = -\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_1}\right) \log e.$$

1) H. Wanner, Physik. Zeitschrift 3, 112, 1901.

Bestimme ich also das Verhältnis der Intensität J der zu untersuchenden Lichtquelle zur Intensität J_1 einer Lichtquelle bekannter Temperatur T_1, so läßt sich T berechnen. In dem hier verwendeten Pyrometer wurde beobachtet bei der Wellenlänge 0,6563 μ; die „bekannte Temperatur" besitzt eine kleine im Apparat befindliche geeichte Glühlampe bezw. scheinbar eine vor der Glühlampe befindliche Mattscheibe. Die Eichung der Glühlampe kann mit Hilfe einer Amylacetat-Normallampe nach Bedarf kontrolliert werden. Das Verhältnis der Lichtintensitäten wird nach dem Glan — A. Königschen Photometerprinzip bestimmt (Kalkspat-Polarisator und drehbarer Nicol). Zu dem Apparat gehörige Tabellen geben dann die Temperatur an, die zu jeder Nicolstellung gehört. Ist die anvisierte Lichtquelle sehr klein, wie z. B. ein negativer Krater bei geringer Stromstärke, so würde eine genaue Einstellung nicht möglich sein, da dieser im Gesichtsfelde beinahe punktförmig erscheint; infolgedessen wurde mit Hilfe einer Linse von hinreichend großer Öffnung im doppelten Brennweitenabstand von Lichtquelle und Pyrometerspalt auf diesem ein Bild der Lichtquelle entworfen. Deckt das Bild den Spalt ganz, so sind die für die Nicolstellung berechneten Temperaturwerte ohne weiteres gültig, da die durch Reflexion und Absorption in der Linse verlorene Lichtmenge nicht bemerkbar ist, und die Linse dann offenbar nur bewirkt, daß der Krater dicht vor den Spalt des Pyrometers gerückt erscheint. Da im vorliegenden Falle jedoch das Bild den Spalt nicht ganz bedeckte, wurde vor diesem eine Blende aus Aluminiumblech befestigt; entsprechend der damit verbundenen Lichtschwächung, die empirisch ermittelt wurde, mußten nun die Werte der Photometerstellungen umgerechnet werden. Linse und Pyrometer sind hier durch eine kleine optische Bank starr verbunden, so daß man, wenn die Linse auf das Pyrometer richtig einjustiert ist, an dem auf dem Spalt entworfenen

Bilde sieht, welchen Teil der Elektrode man anvisiert. Durch diese Anordnung wird die Einstellung auf den heißesten Teil der Elektrode zuverlässiger. Wie Waidner und Burgeß bereits erwähnten, ist es bei diesem Pyrometer oft schwierig, zu erkennen, welchen Teil der Lichtquelle man anvisiert.

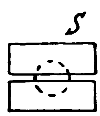
7. Die Vorrichtung zur photographischen Krateraufnahme bestand aus (Fig. 1) der Lampe *F*, dem Objektiv



Figur 1.

L und der drehbaren Trommel *A*, auf welche die photographischen Films gespannt wurden.

Es konnte nun entweder noch eine schnellrotierende Scheibe *M* mit sektorförmigen Ausschnitten dazwischen gestellt werden zur Aufnahme der Kraterbilder, oder ein



Figur 1a.

schmaler Spalt *S*, welcher gerade aus der Kratermitte ein Stück herausblendete (1a), wenn es sich darum handelte, nur Schwärzungen aufzunehmen. Auf der anderen Seite der Trommel stand der Duddellsche Oszillograph *O* zur Aufnahme der Strom- und Spannungskurven. Die Aluminiumtrommel *A* von 16 cm Durchmesser

kann mittels einer gespannten Feder und einer Schwungmasse in Rotation versetzt werden[1]) und dreht sich dann mit praktisch konstanter Geschwindigkeit, — vom Anfang und Ende der Bewegung abgesehen — bis sie arretiert wird (etwa 180°). Die Geschwindigkeit wurde durch Photographieren der Oszillographen-Stromkurve einer elektromagnetischen Stimmgabel ermittelt und fand sich zu 66 cm pro Sekunde. Auf die Linse *L* sind zwei Prismen von kleinem brechenden Winkel entgegengesetzt aufgekittet, so daß sie die Linse halbieren, und man gleichzeitig zwei Bilder erhält. Eine mikrometrisch verstellbare Blende erlaubt die Lichtintensitäten der beiden Bilder meßbar zu schwächen.) Hier war die Blende so eingestellt, daß die Intensitäten sich verhielten wie 1 : 4. Diese Doppelaufnahmen mit verschiedenen Lichtintensitäten[3]) wurden deshalb gemacht, um aus den Schwärzungen in unten noch zu erläuternder Weise die Temperaturen ermitteln zu können.

Die Scheibe *M* saß auf einem Elektromotor, dessen Geschwindigkeit so einreguliert wurde, daß die Kraterbilder auf dem Film gerade nebeneinander lagen, bei periodischen Vorgängen jedoch so, daß in den verschiedenen Perioden die Aufnahmen immer in verschiedenen Phasenmomenten gemacht wurden. Der Spalt *S* besaß eine Breite von 0,3 mm. Die Strom- und Spannungskurven ergaben sich nach der Schaltungsskizze (Fig. 2).

---

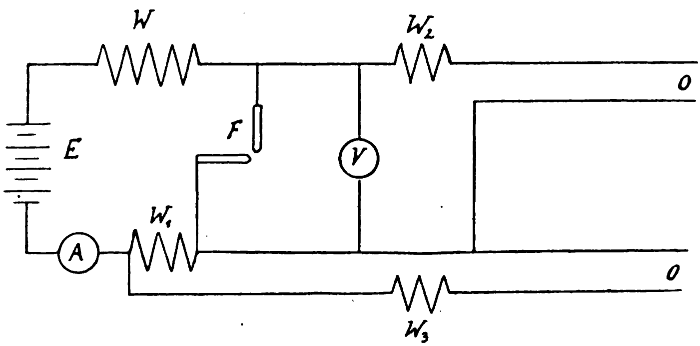
1) Der Apparat, Myographion genannt, ist von Hilding Sandström, Lund gebaut und von Herrn Prof. Verworn, dem Direktor des Physiologischen Instituts Göttingen, freundlichst zur Verfügung gestellt.

2) Diese Anordnung ist einem von H. Th. Simon beschriebenen Photometer entnommen, vgl. H. Th. Simon, Eders Jahrbuch. 1898.

3) K. Schwarzschild bestimmte Sterngrößen mit Hilfe eines ähnlichen Prinzips: Publikationen der v. Kuffnerschen Sternwarte Wien Ottakring. V. Bd. 1900.

E bedeutet die Stromquelle, Akkumulatorenbatterie von 140 Volt oder Wechselstrommaschine.
W Vorschaltwiderstand.
W_1 induktionsfreier Widerstand von 1 Ohm.
W_2 und W_3 sind Stöpselrheostaten.
A Amperemeter.
V Voltmeter.
O Oszillograph.

8. Die im vorigen Kapitel beschriebene Vorrichtung hat den Nachteil, daß die Bilder nicht ganz scharf sind,



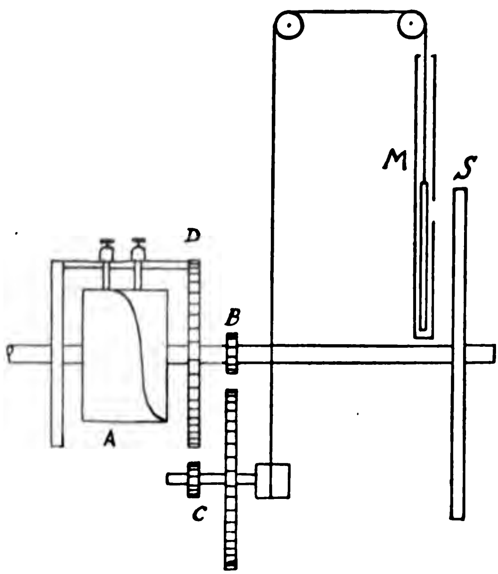
Figur 2.

da sich ja die Filmtrommel während der Aufnahme bewegt. Infolgedessen wurden noch Aufnahmen bei für kurze Zeit unterbrochenem Gleichstrom mit einer Anordnung ausgeführt, bei welcher die photographische Platte während des Momentes der Aufnahme stillsteht.

Die Anordnung der Apparate ist folgende:

Die verlängerte Achse eines Motors trägt zunächst die Unterbrechervorrichtung *A* (Fig. 3), einen Hartgummizylinder, um welchen ein dreieckiges Messingstück so aufgewickelt ist, daß die eine Dreieckseite eine Schraubenlinie um den Zylinder beschreibt. Durch Variierung des Abstandes zweier auf dem Zylinder schleifender Bürsten

läßt sich also ein durch sie geleiteter Strom längere oder kürzere Zeit schließen, bezw. unterbrechen. Außerdem war auf der Achse ein Zahnrad *B* befestigt, an welches ein Zahngetriebe *C* mit einem Hebel angedrückt werden konnte. Letzteres drehte langsam den Bürstenhalter mit Bürsten um den Zylinder herum und wickelte zugleich einen Faden auf eine Trommel auf, welcher eine photo-

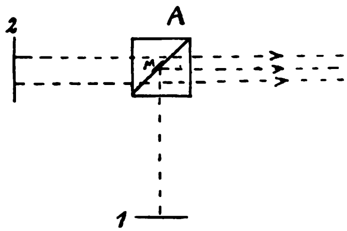


Figur 3.

graphische Platte in vertikaler Richtung vor dem Spalte einer Metallkassette *M* vorbeibewegte. An dem Zahnrade *B* waren nun einige Zähne herausgefeilt, so daß das Vorgelege *C*, das stark gebremst war, und damit die Schleifbürsten, sowie die photographische Platte ruckweise bewegt wurden. Die mit dem Schlitz variabler Breite versehene Hartgummischeibe *S* war so gestellt, daß der Schlitz gerade in dem Moment vor dem Spalte

der Kassette sich befand, in welchem das Vorgelege stillstand. Man erhält also so die Kraterbilder in den verschiedensten Phasen der Unterbrechung, jedoch so, daß sich z. B. die 12 Bilder auf 12 aufeinander folgende Unterbrechungsvorgänge beziehen. Ein exakter Vergleich setzt natürlich voraus, daß sich die 12 Unterbrechungsvorgänge vollkommen gleichmäßig vollzogen, was durch die gleichzeitige Oszillographenaufnahme kontrolliert werden konnte.

9. Methode der photographischen Temperaturbestimmung.



Figur 4.

Um aus der Schwärzung der photographischen Platten die Temperaturen ermitteln zu können, ist es nötig:

1. die Schwärzungen meßbar miteinander zu vergleichen,
2. Die Abhängigkeit der Schwärzungen von den wirksamen Strahlungsintensitäten zu ermitteln,
3. das Verhältnis dieser Strahlungsintensitäten zu den Temperaturen zu bestimmen.

Zur Messung der Schwärzungen diente das von J. Hartmann konstruierte Photometer.[1]) Man beobachtet in diesem Apparate mit Hilfe des bekannten Doppelprismenwürfels A (Fig. 4) mit einer kleinen totalreflektierenden

1) J. Hartmann, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 19, 97, 1899. Die Benutzung des Apparates wurde mir von Herrn Prof. Schwarzschild, Direktor der Sternwarte, freundlichst gestattet.

Fläche M gleichzeitig ein kleines Flächenstück (0,2 mm²) der zu untersuchenden Platte 1 und ein Stück einer kontinuierlich stärker geschwärzten Platte 2, die man durch das Gesichtsfeld hindurchbewegt, bis beide Stücke gleich dunkel erscheinen. Die Stellung der vorbeibewegten Platte kann an einer Teilung abgelesen werden. Beobachtet wird im durchfallenden Lichte, das natürlich bei beiden Platten gleichstark sein muß.

Für die Abhängigkeit der Schwärzungen von den Intensitäten ist von P. Hurter und V. C. Driffield[1]) folgende Gesetzmäßigkeit gefunden worden: Trage ich in ein Koordinatensystem die Schwärzungen einer Platte in Abhängigkeit vom Logarithmus der Beleuchtungsstärke (Lichtintensität mal Zeit) ein, so erhalte ich eine für die Platte charakteristische Kurve. Diese verläuft bei allen besseren Plattensorten in ihrem mittleren Teile, dem Bereiche normaler Exposition, geradlinig; ihre Neigung gegen die Abszissenachse hängt nur von der Entwicklungszeit ab. Mathematisch bedeutet dies:

Für jede Platte ist

$$\frac{\log \frac{i}{i_0}}{s - s_0}$$

eine Konstante, wenn i und i_0 zwei Intensitäten und s und s_0 die zugehörigen Schwärzungen sind, gleiche Belichtungszeiten vorausgesetzt. Kenne ich also auf einer Platte für zwei Schwärzungen das Verhältnis der Lichtintensitäten, so kann ich für beliebige andere Stellen S_1 und S_2 das Verhältnis der Intensitäten durch die Formel berechnen:

$$\frac{\log \frac{J_1}{J_2}}{S_1 - S_2} = \frac{\log \frac{i}{i_0}}{s - s_0}$$

gleiche Belichtungszeiten vorausgesetzt.

1) Hurter u. Driffield, Jahrb. f. Phot. u. Reprodukt.-Techn. v. Eder 1893, S. 18; 1894, S. 157.

Bei den hier ausgeführten Aufnahmen mit Doppelobjektiv kennen wir ja für je 2 gegenüberliegende Stellen der Platten das Intensitätsverhältnis, nämlich 1 : 4, die Differenz der Schwärzungen gibt uns das Photometer, also erhalte ich das Verhältnis $J_1 : J_2$. Wähle ich für S_1 eine Stelle der Platte, an welcher ein Lichtpunkt bekannter Temperatur photographiert ist, so kann ich die der Stelle S_2 entsprechende Temperatur ermitteln, wenn ich die Abhängigkeit der

$$\frac{J_1}{J_2} \text{ von } \frac{T_1}{T_2}$$

bestimme.

Das wurde hier empirisch gemacht. Ein „schwarzer Körper" [1]) wurde bei verschiedenen durch das Pyrometer gemessenen Temperaturen photographiert und die Ab hängigkeit der

$$\frac{J_x}{J_y} \text{ von } \frac{T_x}{T_y}$$

nach dem eben beschriebenen photometrischen Verfahren berechnet. Der „schwarze Körper" besteht aus einem Kohlerohr, das durch den elektrischen Strom zum Glühen erhitzt wurde. Die in der Regel zu diesen Versuchen benutzten massiven Kohlenrohre wurden hier spiralförmig geschlitzt verwendet, um mit geringeren Stromstärken, bei entsprechend höheren Spannungen, hohe Temperaturen erreichen zu können. Die geringere Stabilität dieser Kohlekörper wurde durch Umwickeln mit Glimmerplatten wieder ausgeglichen. Die Gleichmäßigkeit der Expositionszeiten wurde hier wiederum durch den oben beschriebenen Myographen erreicht, der hier eine mit Schlitz versehene Pappscheibe in Bewegung setzte. Die Aufnahmen ergeben, daß zwischen 1000^0 und 2000^0 die photographisch wirksamen Strahlen etwa der 14. Potenz der absoluten Temperatur proportional sind. Mit wachsen-

1) O. Lummer, Ziele der Leuchttechnik.

der Temperatur fällt diese Zahl etwas, wie aus Tabelle II hervorgeht:

Tabelle II.

T.	Potenz
1670	14,7
1720	14,5
1840	14,2.

10. Versuche am stationär brennenden Flammenbogen. Die Kratergröße ist von Granquist[1]) für Homogenkohlen und für Stromstärken von 5 bis 15 Amp. gemessen worden.

Bedeutet i die Stromstärke, r den Radius in cm, so ergab sich

$$r = 0{,}043 + 0{,}008\ i.$$

Diese Formel gilt jedoch nur für eine bestimmte Bogenlänge. Für den in meinen Versuchen meist angewandten Elektrodenabstand von etwa 9 mm — genau ist die Länge nicht zu bestimmen, da ja die Kohlen senkrecht zueinander standen — und einem Kohlendurchmesser von 6—7 mm ergab sich aus einer Reihe von Messungen die Beziehung:

$$r = 0{,}01 + 0{,}009\ i \text{ cm.}$$

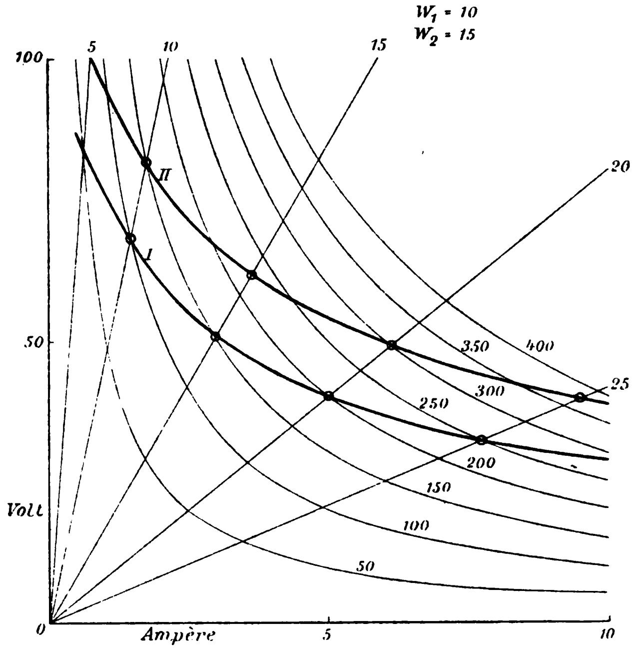
Verkleinert man die Bogenlänge, während man den Strom konstant hält, so wird der Krater größer, das konstante Glied der Formel nimmt zu, während sich der Faktor des i nur wenig ändert.

Diese Beziehung läßt sich auch mit Hilfe eines von H. Th. Simon[2]) angegebenen Diagramms ableiten: In Fig. 5 seien als Abszissen die Stromstärken (i), als Ordinaten die Spannungen (e) vom Lichtbogen eingetragen. Die Stellen gleicher Leistung ($e \cdot i =$ konstant) werden

1) Gust. Granquist, Über die Bedeutung des Wärmeleitungsvermögens der Elektroden bei dem elektrischen Lichtbogen. Upsala 1903. Vgl. Physik. Zeitschr. 4, 537, 1903.

2) H. Th. Simon, Physik. Zeitschr. 6, 311, 1905.

dann in bekannter Weise durch Hyperbeln dargestellt, welche die Koordinatenachsen als Asymptoten haben. Bezeichnet *F* die Kraterfläche, *T* die Temperatur derselben, und nehmen wir an, daß einem bestimmten *TF* ein bestimmter Lichtbogenwiderstand, ein bestimmtes $\frac{e}{i}$



Figur 5.

entspricht, so entspricht ihm auch eine unter bestimmtem Winkel gegen die Abszissenachse geneigte Linie. Wir erhalten also für die verschiedenen *TF*-Werte ein durch den Koordinatenanfangspunkt gehendes Strahlenbündel. Die numerischen Werte der einzelnen Strahlen ergeben sich aus den Schnittpunkten einer bekannten Charakteristik

mit den Leistungshyperbeln und den betreffenden Strahlen, und aus der von Herrn Simon abgeleiteten Beziehung

$$TF = \frac{ei}{w},$$

worin w für eine bestimmte Bogenlänge eine Konstante ist. Sofern nur die Bogenlänge geändert wird, behält das TF-Diagramm seine Gültigkeit. Längeren Bögen entsprechen höher gelegene Charakteristiken, bei gleichem i also kleinere TF-Werte und bei konstantem T kleinere Kraterflächen.

Die Temperatur des Kraters wurde als Mittelwert aus mehreren Beobachtungsreihen bestimmt, und zu 3140° absolut gefunden. Eine Abhängigkeit von Bogenlänge oder Stromstärke, die von 3—12 Amp. variiert wurde, konnte nicht bemerkt werden. Auch die photographischen Krateraufnahmen (§ 11) zeigen, sobald der Bogen stationär brennt, Schwärzungen, die unabhängig sind von der Stromstärke.

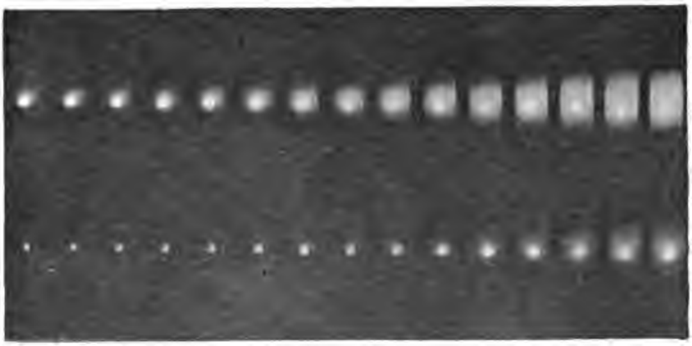
Entsprechende Beobachtungen am positiven Krater ergaben eine Temperatur von 3700° absol. Auch hier konnte eine Temperatursteigerung mit wachsender Stromstärke nicht festgestellt werden, jedenfalls dann nicht, wenn der Krater nicht durch den Flammenbogen hindurch, sondern hinreichend schräg beobachtet wurde. Vielleicht ist die von Waidner und Burgeß[1]) beobachtete scheinbare Temperaturerhöhung auf den Einfluß des Flammenbogens zurückzuführen, ein Einfluß, der sich ja niemals ganz beseitigen lassen wird und besonders bei hohen Stromstärken bei optischen Methoden absolute Werte kaum fehlerfrei erhalten läst.

11. Einfluß langsamer und plötzlicher Stromänderungen auf den Krater durch Ausschalten von Widerstand. Figur 6a und b stellen Aufnahmen dar, bei welchen durch Ausschalten von Widerstand

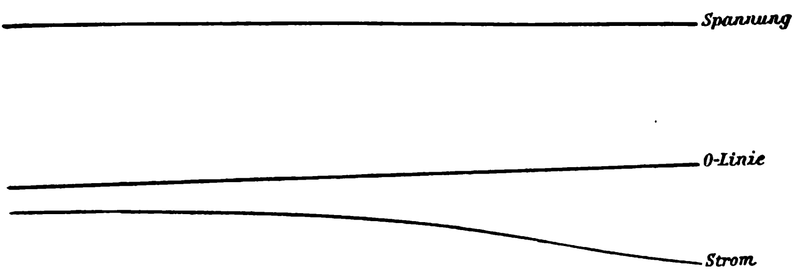
---

1) Waidner u. Burgeß, l. c.

während der Trommelrotation die Stromstärke im Lichtbogen allmählich gesteigert wurde. In Fig. 7a und b ist die Stromsteigerung kurz vor der Trommelrotation vor sich gegangen. In Fig. 6c und 7c sind die zugehörigen Messungsergebnisse eingetragen. Während also



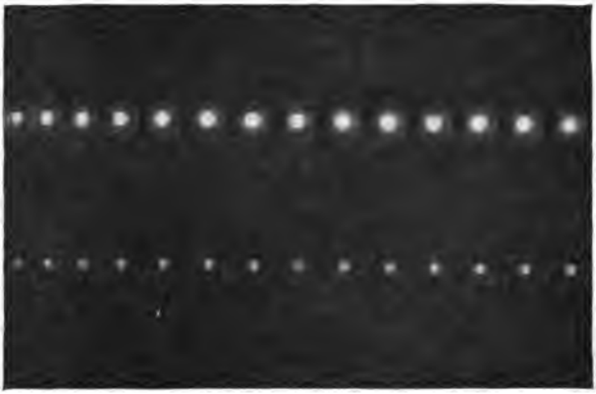
Figur 6a.



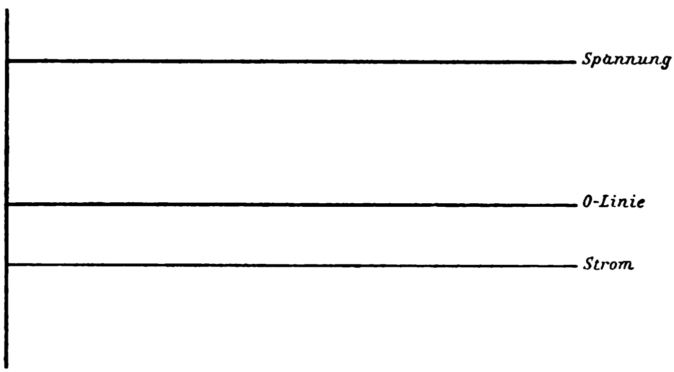
Figur 6b.

die Kratergröße, wenn man den Strom statisch die in Kurve I dargestellten Werte durchlaufen läßt, die in III angegebenen Werte, nach der Formel (§ 10) berechnet, annehmen müßte, sehen wir hier (Kurve II) ein beträchtliches Zurückbleiben der gemessenen hinter den berechneten Werten. Die Kurven zeigen ferner eine Art Phasenverschiebung, d. h. Kurve II verläuft um so steiler

gegen III hin, je größer ihr gegenseitiger Abstand ist. Die Zeiten, um welche es sich hier handelt, sind aus dem Abszissenmaßstabe zu erkennen, 1 cm entspricht in der



Figur 7a.

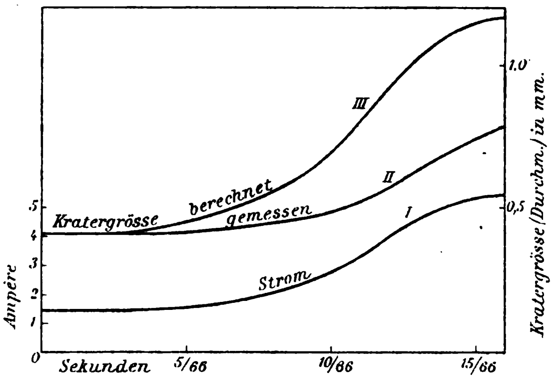


Figur 7b.

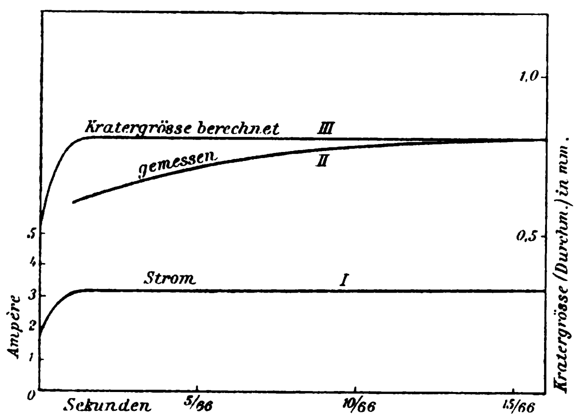
Originalaufnahme $^1/_{66}$ Sek., soviel betrug die Filmgeschwindigkeit. Die Kraterbilder waren in der Originalaufnahme im Verhältnis 17:5 vergrößert.

Fig. 8, a, b, c, geben die entsprechenden Aufnahmen bei plötzlicher Stromänderung durch Ausschalten von

Widerstand wieder. Während der Rotation der Trommel wurde durch einen kleinen Quecksilberkontakt ein Re-



Figur 6c.

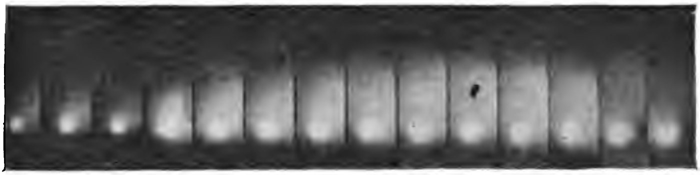


Figur 7c.

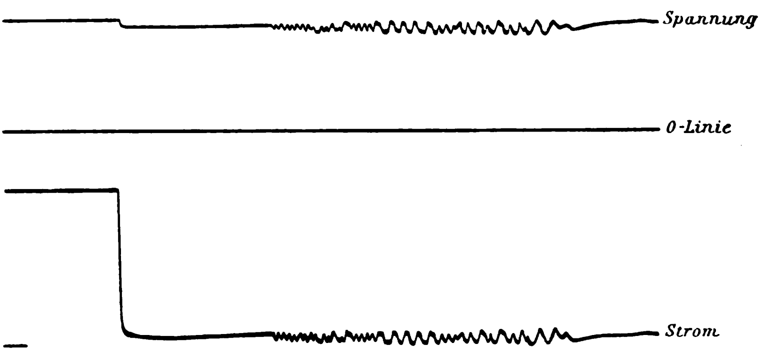
lais geschlossen, was seinerseits einen Teil des Vorschaltwiderstandes ausschaltete. Die Spannung zuckt hier zunächst in die Höhe [1]), weil die vergrößerte Ionenwegfuhr

1) In der Reproduktion nicht zu erkennen.

im Flammenbogen nicht sogleich durch größere Ionenerzeugung ausgeglichen wird. Sobald dies jedoch geschehen ist, und eine ausreichende Menge Elektronen austreten, sinkt die Spannung wieder und zwar auf einen dem vergrößerten Strome entsprechenden Wert. Die Stromkurve hat in etwa $^1/_{600}$ Sek. bereits $^6/_7$ des Weges



Figur 8a.[1])

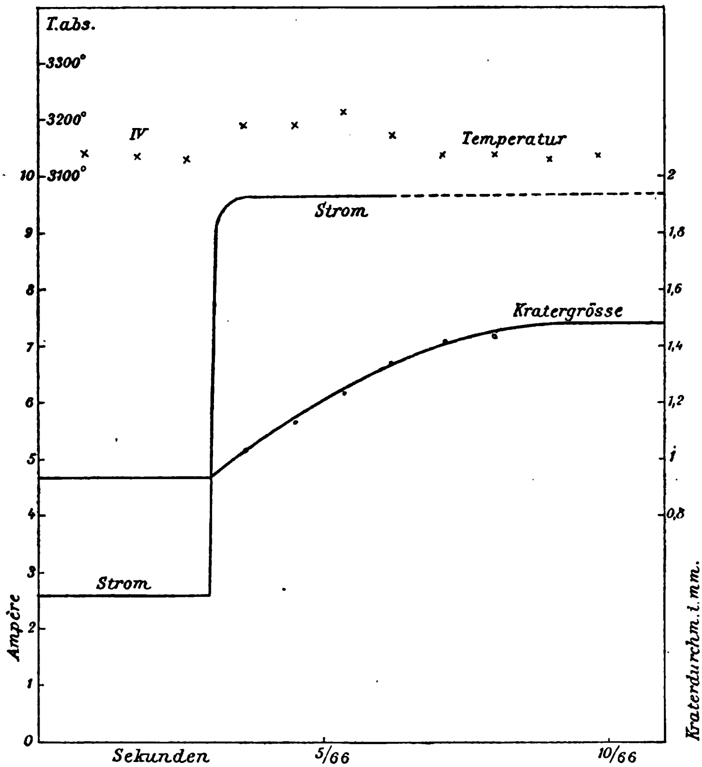


Figur 8b.

zu ihrer neuen Stellung zurückgelegt und erreicht ihren Endwert in etwa $^1/_{200}$ Sek. Wie aber die entsprechende Aufnahme des Kraters Fig. 8a zeigt, hat dieser erst nach etwa $^1/_{10}$ Sek. die Größe angenommen, die dem vermehrten Strome entspricht. Auch die Oszillographenkurven allein lassen auf ein derartig langsames Wachsen der Krater schließen. Während die Stromkurve kurz

1) Um die Bilder nicht zu stark verkleinern zu müssen, sind hier nur Teile der betr. Films reproduziert.

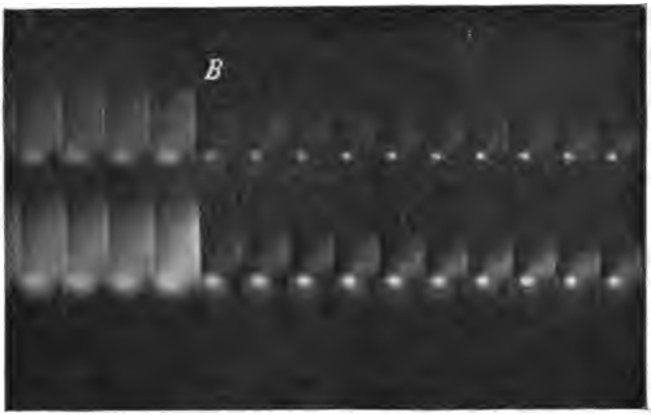
nach dem Stromanstieg ein ruhiges Brennen erkennen läßt, tritt mit größer werdenden Kratern das Zischen des Flammenbogens ein, von Frau Ayrton erklärt durch Zutritt von Luft zum positiven Krater, wenn die Gas-



Figur 8c.

hülle des Flammenbogens diesen nicht mehr genügend zu decken vermag. In den Oszillographenkurven charakterisiert sich das Zischen durch die schnellen Schwankungen der Strom- und Spannungskurven, welche getreue Spiegelbilder miteinander bilden.

Wird der Vorschaltwiderstand nicht verkleinert, sondern vergrößert, so spielen sich die umgekehrten Vorgänge ab, wie sie in Fig. 9 wiedergegeben sind. Nach dem Stromabfall wird der Krater unscharf, da sich der Rand erst allmählich abkühlt, bald jedoch schrumpft er mit seinem heißesten Teile auf den definitiven Wert zusammen, der hier beträchtlich schneller erreicht wird, als bei Stromanstieg. Der Gleichgewichtszustand ist aber immerhin erst erreicht bei Punkt *A*, wo die Spannung

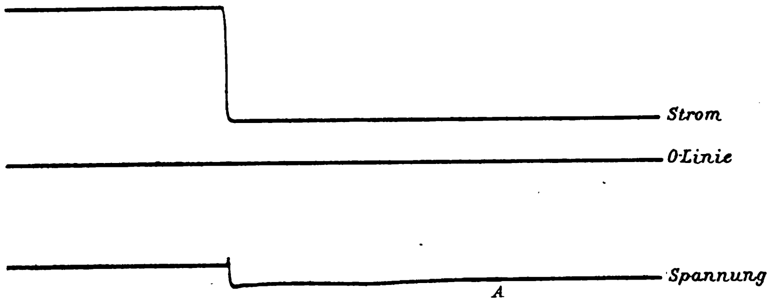


Figur 9.

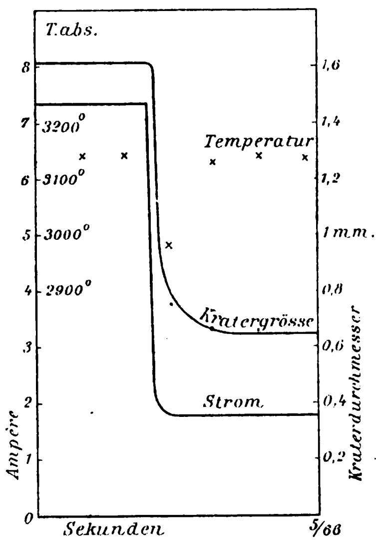
ihren definitiven Wert erreicht hat. Im Gegensatz zu dem Verhalten bei langsamer Erhöhung der Stromstärke zeigt sich hier bei Aufnahme 8 eine Temperaturerhöhung während des Anwachsens des Kraters, die in Fig. 8c IV eingetragen ist.

In Fig. 9 ist schon mit bloßem Auge zu erkennen [1]), wie der Krater nach dem Stromabfall dunkler ist; durch Photometrierung wurde für ihn (Fig. 9, Punkt *B*) der Wert 2980^0, für den nächsten 3120^0 und für den folgenden bereits wieder der volle Wert 3140^0 gefunden.

1) In der Reproduktion nicht zu erkennen.



Figur 9a.



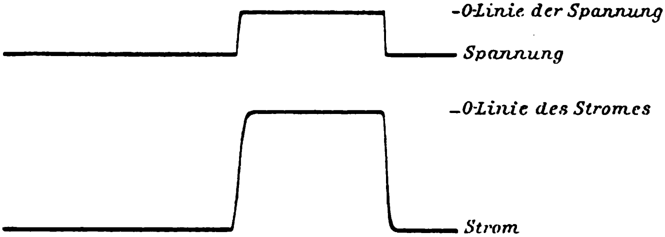
Figur 9b.

12. Verlöschen und Zünden des Lichtbogens. Wird der Stromkreis des Lichtbogens unterbrochen, so fällt Strom und Spannung der Geschwindigkeit der Unterbrechung entsprechend schnell auf Null, der Krater beginnt sich abzukühlen. Wird dann die Spannung rechtzeitig, d. h. bevor die Kratertemperatur unter einen

bestimmten Wert gesunken ist, wieder angelegt, so kommt der Flammenbogen von neuem zustande. Fig. 10 und 11 stellen Aufnahmen dar, die nach der in § 8 beschriebenen Methode hergestellt sind. Sie bestätigen im wesentlichen die an Aufnahme 6—9 gewonnenen Erfahrungen. Nach Aufhören des Stromes kühlt sich die Kraterfläche erst schnell, dann langsamer ab; nach dem



Figur 10.

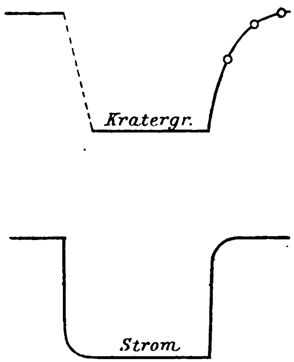


Figur 10a.



Figur 11.

Einsetzen des Stromes nimmt sie die Verdampfungstemperatur erst nur an einer kleinen Stelle an, es bildet sich ein kleiner Krater, der allerdings hier mit dem Strome sehr schnell wächst, da er sich ja hier auf einer stark vorgewärmten Stelle ausbreitet, viel schneller als bei den in § 11 geschilderten Versuchen; immerhin ist ein Zurückbleiben der Kratergröße hinter den entsprechenden Stromwerten zu beobachten, wie Fig. 10b und 11b



Figur 10 b.

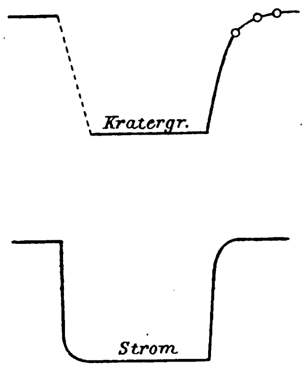


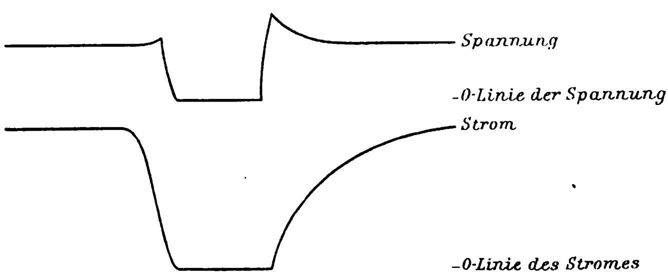
Fig. 11 b.

zeigen. Eine Temperaturerhöhung konnte hier mit Sicherheit nur an Aufnahme 11 nachgewiesen werden. Krater 8 (Fig. 11) hat eine Temperatur von 3200°, Krater 9 hat hingegen bereits wieder die normale Temperatur 3140°.

Auf den meisten Bildern ist die Stelle des Kraters nach erloschenem Strome von einem dunklen, dann wieder



Figur 12.



Figur 12 a.

einem helleren Ring (z. B. Fig. 13) umgeben; die Helligkeitsunterschiede, die mit bloßem Auge deutlich zu erkennen sind und beträchtlich erscheinen, erweisen sich photometriert als sehr gering und sind wohl darauf zu-



Figur 13.

rückzuführen, daß im Krater die Kohle verdampft ist, der Rand um ihn daher etwas hervorsteht und infolgedessen sich schneller abkühlt.

Ist Selbstinduktion im Stromkreise, so fällt Strom und Spannung langsamer auf 0 (der Funken an der Unterbrechungsstelle ist größer als ohne Selbstinduktion) und werden auch langsamer wieder größer. Die Krater-



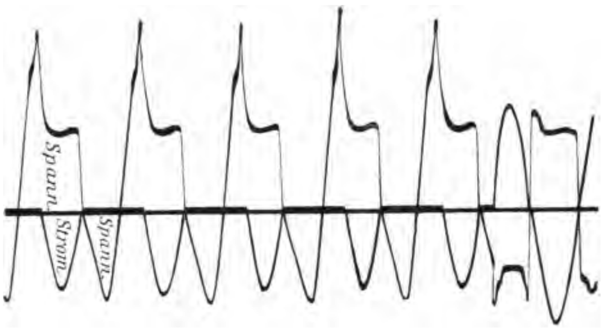
Figur 14.

größe bleibt infolgedessen hier wenig hinter den statischen Werten zurück. Eine Temperaturerhöhung ist nicht nachweisbar, da sie ja hier auch nur gering sein kann. Fig. 12 und 13 sind Aufnahmen bei Stromunterbrechung mit Selbstinduktion.

Fig. 13, 6 zeigt gerade den Moment, in welchem der Krater entsteht; die Mitte der Elektrode beginnt bereits durch den wiedereinsetzenden Strom sich wieder stärker zu erwärmen.

13. Es wäre besonders interessant, beim Wechselstromlichtbogen die Verhältnisse des Kraters in analoger

Weise zu verfolgen, leider erwiesen sich aber, wie in § 15 gezeigt werden wird, die Einflüsse des positiven Kraters so störend, daß gute Bilder nicht zu erzielen sind. Die Versuche mußten daher auf pulsierenden Gleichstrom und Gleichstrom mit übergelagertem Wechselstrom beschränkt werden. Ersterer wurde mit Hilfe zweier hintereinander geschalteter Grätz-Pollackscher Gleichrichter-Zellen (Blei- und Aluminiumplatten in Ammoniumphosphatlösung) erhalten. Fig. 14 stellt einen Teil der gewonnenen



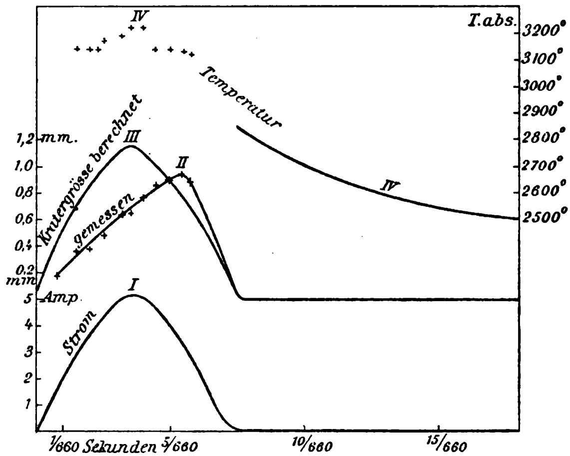
Figur 14a.

Aufnahmen dar. Sind die Bleiplatten Anoden, so haben wir (Fig. 14a) das normale Wechselstrombild: die Spannung steigt, während der Strom noch gering bleibt; sobald der Strom mit nahezu sinusförmiger Gestalt einsetzt, fällt die Spannung, um dann bei abnehmendem Strome wieder eine kleine Zacke nach oben zu bilden. Sind die Aluminiumplatten Anoden, so lassen die Zellen nur einen schwachen Strom hindurchfließen, der sich in der schwachen Spannungskurve nach der anderen Seite zeigt, während der Strom im Flammenbogen verschwindend klein bleibt.

In Fig. 14b sind Stromkurve I, Kratergröße gemessen II, und nach der Stromkurve mit Hilfe obiger Formel

$$r = 0{,}01 + 0{,}009\,i$$

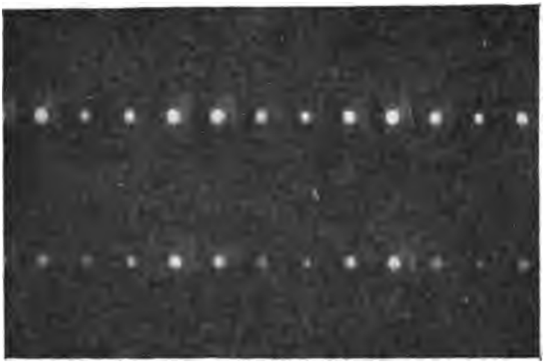
berechnet III und Temperatur IV aufgetragen. Die Kurve der Kratergrößen zeigt nicht nur ein beträchtliches Zurückbleiben hinter den normalen Werten, sondern auch eine Phasenverschiebung gegen die Stromkurve. Das Charakteristische an der Temperaturkurve ist hier, daß ihr Wert nicht während des Bestehens des Flammenbogens konstant bleibt, sondern zuerst, während Strom und Krater wachsen, etwas höher liegt. Das Ansteigen



Figur 14b.

der Temperaturkurve verläuft sehr schroff, das Abfallen etwas sanfter.

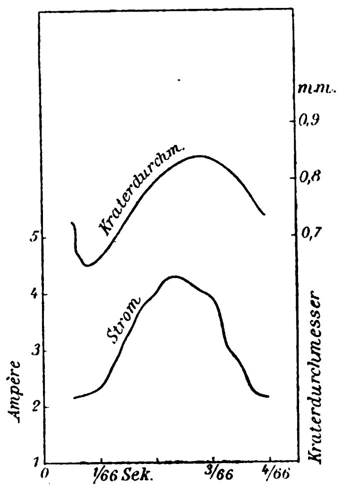
14. Ganz analoge Erscheinungen treten auch auf, wenn Wechselstrom dem Gleichstrome übergelagert wird. Die Überlagerung wurde zum Teil so vorgenommen, daß der Gleichstrom durch die eine Hälfte eines Transformators (1 : 1) floß, während in die andere Wechselstrom geleitet wurde (Aufnahme Fig. 15), teils wurden Akkumulatoren (140 Volt) direkt mit einer Wechselstrommaschine in Serie geschaltet (Aufnahme Fig. 16). Im



Figur 15.



Figur 15a.

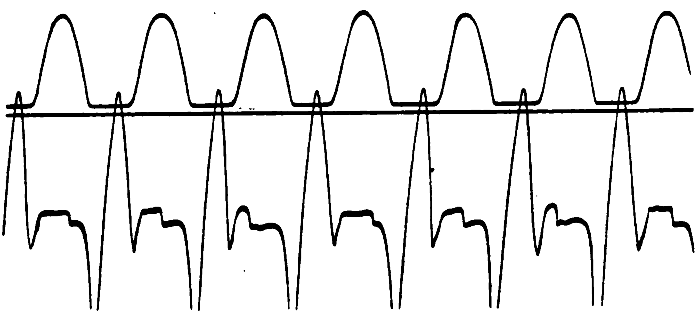


Figur 15b.

ersteren Falle ist die Kratergröße deutlich festzustellen, so daß sich, wie die zugehörigen Kurven (Fig. 15c) zeigen, die oben gefundenen Regeln bestätigen, während bei Aufnahme 16 die Stromschwankungen so schnell und



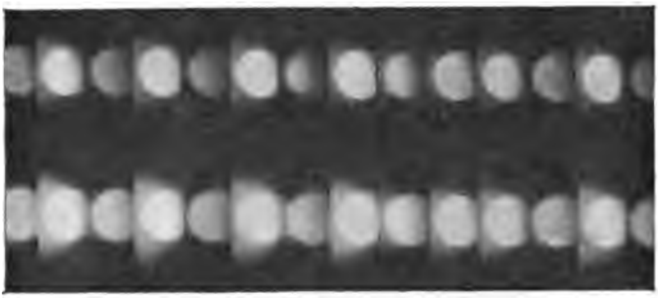
Figur 16.



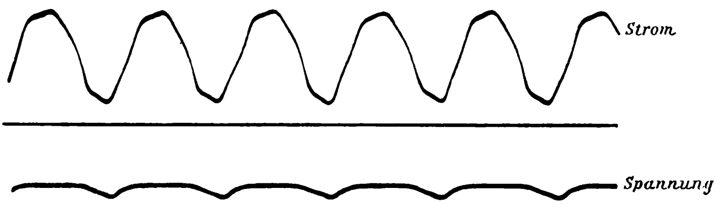
Figur 16a.

beträchtlich sind (0 bis 11,4 Amp.), daß der Krater für Messungen nicht mehr scharf genug erscheint. Die Temperaturkurven zeigen ähnliches Aussehen wie bei Aufnahme Fig. 14.

15. Praktisch von großem Interesse, z. B. mit Rücksicht auf die Simonsche Lichttelephonie[1]) wären derartige Untersuchungen am positiven Krater. In der Lichttelephonie kommt es ja darauf an, daß die Stromschwankungen möglichst exakt in Lichtschwankungen



Figur 17.



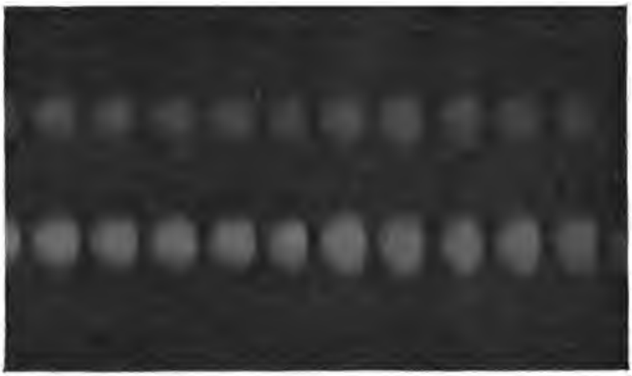
Figur 17a.

umgesetzt werden, daß also sowohl das vom Krater ausgehende Licht zeitlich den Stromschwankungen genau folgt, als auch das Amplitudenverhältnis bei verschieden schnellen Schwankungen möglichst gewahrt bleibt.

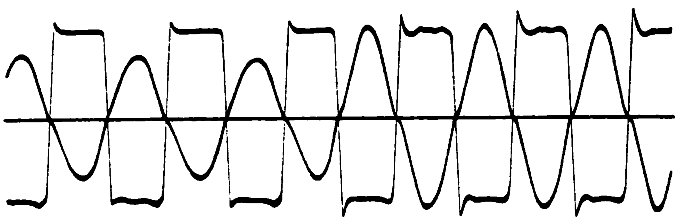
Leider zeigten die Versuche, daß dieser Krater zwar, wenn er sich „eingebrannt“ hat, hinsichtlich seiner Größe und Temperatur scharf definiert ist, daß aber bei Stromschwankungen Übergänge des dunkleren Teiles in den

1) Phys. Zeitschr. 2, 253, 1901.

helleren so allmählich vor sich gehen, daß genaue Größenbestimmungen nicht möglich sind. Die Zeit, in welcher der positive Krater nach plötzlich verstärktem Strome seine entsprechende Größe annimmt, ist auch hier sehr von der Vorgeschichte der Elektrode abhängig. Wird



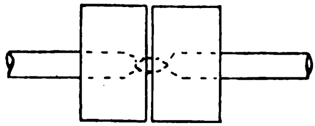
Figur 18.



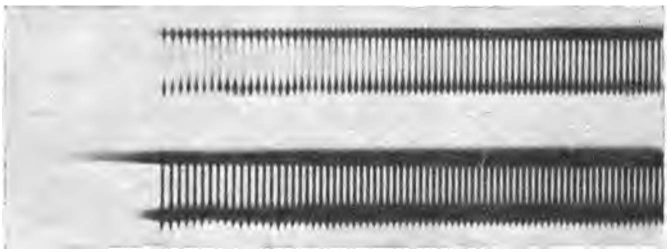
Figur 18a.

der Strom nur für sehr kurze Zeit geschwächt bezw. unterbrochen, so nimmt der Krater sehr schnell wieder seinen vollen Wert an, wird dagegen ein schwacher Strom mit kleinem positiven Krater plötzlich verstärkt, so dauert es geraume Zeit, bis sich der Krater entsprechend vergrößert.

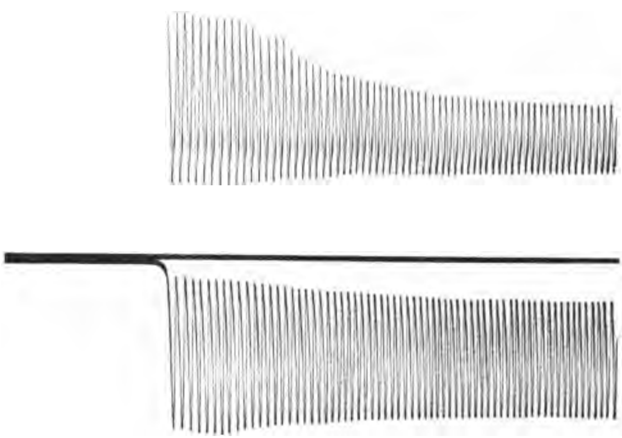
Fig. 17 zeigt den positiven Krater bei Gleichstrom



Figur 19.



Figur 20.

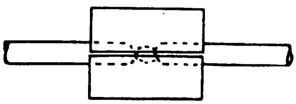


Figur 20a.

mit übergelagertem Wechselstrom. Die Kratertemperatur betrug 3700°, Schwankungen ließen sich nicht mit Sicherheit nachweisen. Da wir ja bereits die Temperatur der

Kathode als Verdampfungstemperatur ansehen müssen, so können wir die höhere Anodentemperatur noch erklären durch den Einfluß der dicht vor der Anode befindlichen Ionengasschicht. Infolge des starken Potentialgefälles an der Anode erreichen dort die negativen Elektronen eine beträchtliche Geschwindigkeit, die Gasschicht wird zum intensiven Leuchten angeregt[1]), wir erhalten genau wie beim Glimmstrom über der Anode eine leuchtende Schicht von wesentlich höherer Temperatur als die Elektrode selbst.

16. Bei Wechselstrom nimmt der Krater weder in seiner negativen noch positiven Phase scharfe Formen derart an, daß eine genaue Größenbestimmung möglich



Figur 21.

wäre; der negative Krater findet ja stets eine große, durch den positiven stark vorgewärmte Fläche vor.

17. Schließlich wurden noch einige Aufnahmen des Bogens selbst gemacht, um die Geschwindigkeiten festzustellen, mit welchen er den Strom- und Spannungsänderungen folgt. Dafür wurden die Kohlen nicht senkrecht zueinander, sondern gerade gegenüber gestellt. Fig. 18 gibt ein Bild des Wechselstrombogens, aufgenommen mit einem Spalt senkrecht vor der Mitte des Bogens (Fig. 19).[2])

Das Charakteristische der Aufnahme ist: Der Bogen ist jedenfalls eine kurze Zeit erloschen. Seine maximale Ausdehnung hat er nicht gleichzeitig mit dem Strom-

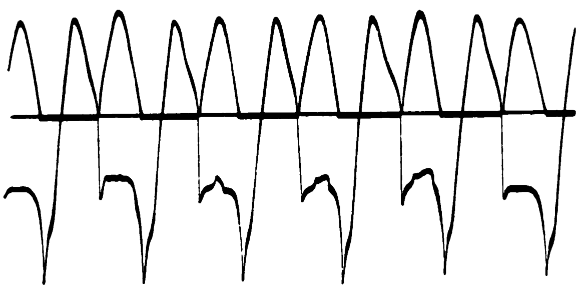
1) Stark, Ann. d. Phys. **14**, 506, 1904.

2) Ähnliche Aufnahmen sind auch von Blondel gemacht: s. La Lumière électrique Paris **42**, 551, 1891.

maximum, sondern später; er erreicht also langsamer seinen Maximalwert und fällt schneller ab. Daß der Bogen schnellen Strom- und Spannungsschwankungen gut folgt, geht auch aus Aufnahme Fig. 20 hervor. Parallel zum Lichtbogen war ein Kondensator und eine



Figur 22.



Figur 22a.

Selbstinduktionsspule geschaltet, so daß der Bogen, wie Duddell[1]) gezeigt hat, von schnellen Wechselströmen durchflossen wird. Bei der Aufnahme war der Spalt in der Fig. 21 angedeuteten Weise parallel zum Bogen aufgestellt. Der Bogen zieht sich bei schwächer werdendem Strome auf den Raum zwischen den oberen Kraterrändern zurück, erscheint also im Bilde erloschen.

1) Duddell, Proc. of the Inst. of electr. eng. 30, 148, 1901.

Noch schnellere Schwankungen liefert ein zischender Lichtbogen. Auch diesem folgt der Bogen momentan, wie Fig. 22 zeigt, eine Aufnahme mit Spalt vor dem negativen Krater. Man erkennt deutlich, wie jeder Spannungsänderung eine Änderung in der Bogenhelligkeit entspricht. An der Stromkurve ist hier bei Wechselstrom, im Gegensatz zum Gleichstrom, das Zischen nicht von so deutlichen Schwankungen begleitet.

18. Theoretische Betrachtungen: Im folgenden wollen wir untersuchen, welche Schlüsse sich aus den experimentellen Resultaten auf die Ionentheorie des Lichtbogens ziehen lassen. Für den stationär brennenden Bogen wurde die Temperatur des Kathodenkraters unabhängig von der Stromstärke gefunden. Daraus folgt:

1. Die von der Flächeneinheit des Kraters ausgestrahlte Elektronenmenge ist unabhängig von der Stromstärke; denn wie Richardson[1]) gefunden hat, ist die von einer heißen Fläche ausgestrahlte Elektronenmenge für dasselbe Material und denselben Druck lediglich eine Funktion der Temperatur.

2. Das Potentialgefälle an der Kathode, der Kathodenfall, ist unabhängig von der Stromstärke. Denn änderte sich der Kathodenfall, so änderte sich unter sonst gleichen Bedingungen die Geschwindigkeit der Ionen, die auf die Kathode aufprallen, dies würde jedenfalls eine Änderung der Temperatur der Kathode zur Folge haben.

Für die Größe des Kraters wurde experimentell eine Beziehung gefunden, nach welcher der Kraterdurchmesser innerhalb eines begrenzten Bereiches der Stromstärke linear von dieser abhängt:

$$r = m + n\,i.$$

1) Richardson l. c.

Für die Kraterfläche F gilt mithin

$$F = a + bi + ci^2$$

Zur Bildung der für den Flammenbogen nötigen Elektronenmenge ist in erster Annäherung[1]) nur die Kathode maßgebend[2]), nur das Produkt aus Kraterfläche F und einer bis jetzt noch nicht ermittelten Funktion der Temperatur.[3]) Solange letztere konstant ist, ist die Elektronenmenge mithin proportional F. Im stationär brennenden Bogen herrscht nun Gleichgewicht zwischen den neu gebildeten und verschwindenden Elektronen. Beim Verschwinden kommen in Betracht 1. die an die positive Elektrode wandernde Elektronenmenge, abhängig von i, und 2. die im Bogen selbst durch Molisierung, durch Anlagerung an entgegengesetzt geladene Ionen oder neutrale Moleküle verschwindende. Letztere Menge ist nach Stark[4]) unter sonst gleichen Umständen um so größer, je kleiner die Spannung e ist, unter der die Elektronen stehen. e wird aber um so kleiner, je größer i wird. Wir erhalten also für die durch Molisierung verschwindende Elektronenmenge in erster Annäherung einen Wert proportional i^2. Je kürzer nun ein Flammenbogen ist, um so weniger wird die durch Molisierung verschwindende Elektronenmenge gegenüber der an die Elektrode gelangende in Betracht kommen, um so geringeren Einfluß wird bei Änderungen der Stromstärke das Glied ci^2 obiger Formel auf die Größe der Kraterfläche ausüben. Versuche bestätigten auch, daß bei kleinen Bogenlängen die Kraterfläche, bei größeren der Kraterdurchmesser ungefähr mit der 1. Potenz des Stromes zunimmt.

---

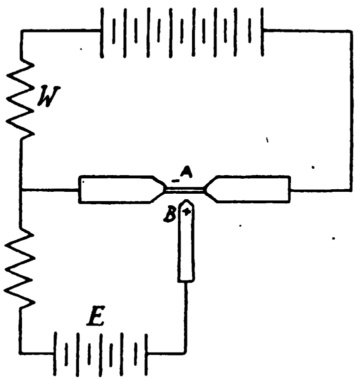
1) H. Th. Simon, Phys. Zeitschr. 6, 310, 1905.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 12, 673, 1903.

3) Richardson hat diese Funktion für niedrige Drucke und Temperaturen bestimmt.

4) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen S. 43.

Bei den dynamischen Vorgängen, bei schnellen Änderungen der Betriebsbedingungen des Flammenbogens etwa dadurch, daß plötzlich Vorschaltwiderstand ausgeschaltet wird, wird naturgemäß eine bestimmte Zeit verstreichen, bis sich Krater und Flammenbogen den neuen Bedingungen angepaßt haben. Es lassen sich hierbei 3 Phasen unterscheiden, die allerdings nicht scharf zu trennen sind, sondern kontinuierlich ineinander übergehen. Die erste Phase ist die, bei welcher Kratergröße und

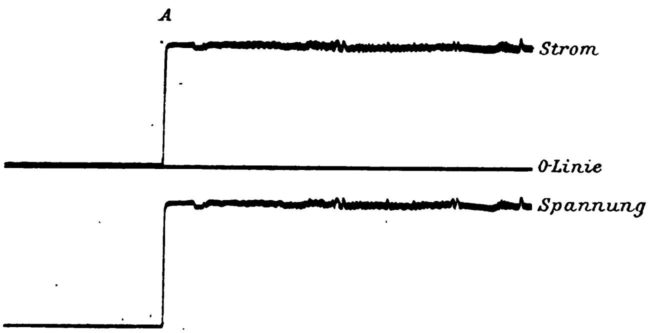


Figur 23.

Temperatur noch keine Änderung erfahren haben, dem vermehrten Strome entspricht noch nicht eine vermehrte Elektronenstrahlung der Kathode; infolgedessen tritt eine Spannungserhöhung zwischen den Elektroden des Lichtbogens ein. Das Umgekehrte tritt bei Stromabfall ein. In den Oszillographenkurven (Fig. 9b) ist diese Phase nur in dem kurzen Zucken der Spannungskurve zu bemerken.

Mit welcher Geschwindigkeit der Lichtbogen überhaupt die zu seiner Existenz nötigen Elektronen sich schafft, zeigt auch folgender Versuch. Einem 2 mm dicken Kohlestäbchen A, das elektrisch zum Glühen ge-

bracht werden konnte, war ein Kohlestab *B* im Abstande von etwa 2 mm in der aus Figur 23 ersichtlichen Weise gegenübergestellt. Beide waren in den Stromkreis einer Akkumulatorenbatterie *E* so eingeschaltet, daß das dünne Stäbchen Kathode war. Die Oszillographenkurven (Fig. 24) geben Strom und Spannung zwischen *A* und *B* an, während durch Verkleinern des Widerstandes *W* die Temperatur von *A* mehr und mehr gesteigert wurde. Sobald hierdurch die Elektronenausstrahlung einen bestimmten (von der Spannung *E* und dem Abstande der



Figur 24.

Elektroden abhängigen) Wert überschreitet, entsteht zwischen *A* und *B* der Flammenbogen mit einer hier nicht meßbaren Geschwindigkeit (Fig. 24 Punkt *A*).

Die zweite Phase ist dadurch charakterisiert, daß sich — vielleicht infolge der auf die Spannungserhöhung zurückzuführenden erhöhten Temperatur des Ionengases — der Krater über seine normale Temperatur erwärmt hat, so daß er nun imstande ist, die dem vermehrten Strom entsprechende vermehrte Elektronenmenge zu liefern. In der dritten Phase endlich wächst der Krater allmählich auf die, dem betreffenden Strom entsprechende Größe, während seine Temperatur wieder auf den nor-

malen Wert sinkt. Je langsamer nun eine Stromänderung vor sich geht, um so mehr verschwinden Phase 1 und 2.

In dem von H. Th. Simon angegebenen Diagramm der e—i-Charakteristik mit den TF-Strahlen[1]) entspricht der ersten Phase eine Bewegung auf diesen Strahlen.[2]) In der zweiten Phase ist eine Stromerhöhung mit starker Spannungserniedrigung verbunden und umgekehrt (Fig. 20a), die Charakteristik verläuft mithin steil gegen die Abszissenachse, während die dritte Phase der unter normalen Verhältnissen sanft gegen die Abszissenachse geneigten Charakteristik entspricht. Beim Wechselstromlichtbogen haben wir eine sich mit verschiedener Geschwindigkeit ändernde Stromstärke. Die Charakteristik fällt, so lange die Stromstärke rasch wächst, steil gegen die Abszissenachse, um sich dann allmählich wieder der statischen Kurve nähernd zu erheben, und kann so zu den bereits mehrfach beobachteten Schleifen der Charakteristiken führen. Auf welche Teile des Lichtbogens hier die entsprechenden Spannungsänderungen fallen, wird noch experimentell geprüft werden müssen. Eine Änderung des Kathodengefälles werden wir bei Änderung der Kratertemperatur aber auch nur dann anzunehmen haben.

19. Zusammenfassung: Die Ergebnisse der vorstehenden Arbeit sind kurz zusammengefaßt folgende:

a) Die Temperatur des negativen Lichtbogenkraters ist im stationären Zustande unabhängig von Stromstärke und Bogenlänge.

Die Kratergröße läßt sich in Abhängigkeit von der Stromstärke in folgender Form darstellen:

$$F = a + b\,i + c\,i^2.$$

b) Es wurde eine photographische Methode ange-

1) Phys. Zeitschr. **6**, 311, 1905.

2) Dieselbe S. 314.

geben, um Kratergröße und Temperatur auch bei schnellen Stromänderungen messen zu können.

c) Es zeigte sich beim Stromanstieg ein Zurückbleiben der Kratergröße hinter den statischen Werten, das von der Temperatur der umgebenden Elektrodenfläche abhängig war.

Es ergab sich ferner eine Steigerung der Temperatur über den statischen Wert, solange die Kraterfläche ihren statischen Wert noch nicht erreicht hat. Die umgekehrten Verhältnisse wurden beim Stromabfall beobachtet.

d) Das Gleichgewicht der Ionenverteilung im Bogen stellt sich äußerst rasch her, der Bogen selbst folgt den Stromschwankungen in hier nicht meßbarer Zeit.

e) Der positive Krater ist bei Stromschwankungen stets unscharf.

f) Die gefundenen Resultate wurden nach Gesetzen der Lichtbogentheorie näher erörtert.

Die Arbeit wurde ausgeführt im physikalischen Institut der Universität Göttingen, Abteilung für angewandte Elektrizitätslehre. Dem Leiter dieser Abteilung, Herrn Professor H. Th. Simon, möchte ich nun, da ich aus diesem Institut scheide, noch besonders meinen Dank aussprechen für die liebenswürdige Förderung, die er stets meinen Arbeiten angedeihen ließ.